

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи  
УДК 539.163

Купряшкин Владимир Тихонович

ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНО-ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ  
СДВИГОВ КОНВЕРСИОННЫХ И  $\gamma$ -ЛИНИЙ

Специальность 01.04.15 - физика ядра и  
элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Киев - 1994

ЛНБ України ім. В. Стефаника



00777612 (U)

АВ 30.300

Работа выполнена в Институте ядерных исследований  
НАН Украины

Специальные оппоненты: академик НАН Украины  
НЕМЕЦ Олег Федорович  
(ИЯИ НАН Украины, г. Киев)

доктор физико-математических наук  
КАЛИНИКОВ Владимир Геннадьевич  
(ОИЯИ, г. Дубна)

доктор физико-математических наук  
СЛАБОСЫЩИЦКИЙ Ростислав Павлович  
(Национальный научный центр ХФТИ,  
г. Харьков)

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт  
физики Санкт-Петербургского государственного университета

Автореферат разослан " " 1994г.

Защита состоится " 23 " июня 1994г.

в 14<sup>15</sup> часов на заседании Специализированного совета  
Д 016.03.01 Института ядерных исследований НАН Украины  
по адресу: 252028, г. Киев, пр. Науки, 47.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Института ядерных исследований НАН Украины

ЛНБ ім В Стефаника  
АН України

Ученый секретарь

Специализированного Совета

кандидат физико-математических наук

В.Д. Чеснокова

### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Развитие фундаментальных исследований в области ядерной физики характеризуется интенсивным поиском новых методов и методик, расширяющих наше знание о процессах, происходящих в ядре и в атомной оболочке. Изучение этих процессов представляет интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения и в этом плане методы прецизионной ядерной  $\beta$ - и  $\gamma$ -спектроскопии играют ведущую роль. Под этим подразумевается измерение энергий электромагнитных переходов с точностью  $\leq 5 \cdot 10^{-6}$  и относительных интенсивностей с точностью  $\sim 1\%$ .

Прецизионные исследования позволяют получать существенно более точные и надежные данные об энергиях уровней, их спинах и четностях, мультипольностях переходов, магнитных дипольных и квадрупольных моментах, они дают также ценную информацию о процессах, происходящих в электронной оболочке атома при радиоактивном распаде. Наконец получение точных значений энергий и интенсивностей электромагнитных переходов в ядрах важны и с метрологической точки зрения - эти данные необходимы для градуировки приборов и при других исследованиях.

Исследования атомно-ядерных процессов методами прецизионной ядерной спектроскопии могут преследовать разные цели в зависимости от поставленной задачи. Так например, при измерении  $\alpha$ -спектров, сопоставление экспериментальных данных с теоретическими расчетами показывает систематическое расхождение на 20-30 эВ, что указывает на необходимость развития более реалистических теорий. Однако, чтобы сделать такой вывод, необходимо было разработать методику определения энергии  $\alpha$ -линий с точностью  $\sim 1$  эВ.

Представляется важным изучение процессов ионизации атома при радиоактивном распаде. Одним из таких процессов является ионизация атома при электронном захвате. В результате ионизации изменяются энергии связи глубоких оболочек, что приводит к изменению энергии испускаемых электронов внутренней конверсии. Наблюдение сдвига конверсионных линий позволяет судить о динамике перестройки оболочки ионизированного атома в процессе радиоактивного распада.

Прецизионное определение энергии конверсионных и  $\gamma$ -линий позволяет в принципе получить информацию не только о состоянии электронной оболочки атома, но также и о магнитных дипольных и электрических квадрупольных моментах возбужденных состояний ядер.

Такую информацию можно получать из измерения сверхтонкого энергетического смещения конверсионных линий, возникающего в результате взаимодействия К-электрона с магнитным моментом ядра.

Прецизионные измерения энергий  $\gamma$ -квантов позволяют наблюдать малые доплеровские сдвиги, возникающие после вылета  $\beta$ -частиц или  $\gamma$ -квантов. В свою очередь это позволяет определять времена жизни возбужденных состояний, вид  $\beta$ -распада или изучать процессы торможения в различных средах при малых скоростях. Такие исследования могут представлять интерес и для атомной энергетики, поскольку  $(n, \gamma)$ -реакция на тепловых нейтронах является одной из самых распространенных в ядерном цикле и все конструкционные материалы в той или иной мере подвергнутся действию этой реакции.

Цель работы. Цель настоящей работы состояла в следующем: Разработать методику точных измерений малых сдвигов энергии конверсионных и  $\gamma$ -линий. На основе разработанной методики провести исследования ряда атомно-ядерных процессов и использовать обнаруженные эффекты для практических целей.

Научная новизна работы заключается в следующем:

измерены с высокой точностью ( $\pm 1\text{эВ}$ ) энергия перехода  $\gamma_{129}$  кэВ в распаде  $^{191}\text{Os}$ , что позволило определить энергии смежных линий с точностью  $\sim 1\text{эВ}$  и провести сравнение с теорией Ларкинса, и энергии  $\gamma_{133}, \gamma_{345}, \gamma_{482}$  кэВ в распаде  $^{181}\text{Hf}$ , что позволило определить энергии всех остальных переходов и уровней  $^{181}\text{Ta}$  на порядок величины лучше, чем это было известно ранее;

впервые обнаружен эффект смещения энергии конверсионных линий вследствие ионизации атома после электронного захвата, наблюдаемый при разрядке уровня с малым временем жизни [ $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-14}$  с]; определена величина смещения конверсионной линии  $K_{963}$  кэВ в распаде  $^{152\text{m}}\text{Eu}$ ; не обнаружено влияния ионизации атома на энергию конверсионных переходов, разряжающих более долгоживущие состояния ( $T_{1/2} \geq 10^{-12}$  с); получена оценка времени жизни ионизации атома ( $T_{1/2} = 7 \cdot 10^{-15}$  с), которая сопоставима с временем подхода электронов из ближайшего окружения атома;

создана методика измерения малых доплеровских смещений в результате движения ядра отдачи после предшествующего  $\beta$ - или  $\gamma$ -излучения; впервые измерено доплеровское смещение  $\gamma_{2754}$  кэВ при

радиоактивном распаде  $^{24}\text{Na}$ ;

впервые экспериментально наблюдался эффект сверхтонкого смещения конверсионных линий в  $^{181}\text{Ta}$  вследствие взаимодействия К-электрона с магнитным моментом ядра;

предложен новый метод измерения времен жизни возбужденных состояний ядер в  $(n, \gamma)$ -реакциях на тепловых нейтронах и построена установка на горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины; разработан математический аппарат метода, основанный на наблюдении ослабления доплеровского смещения  $\gamma$ -линий, и созданы программы расчета времен жизни на ЭВМ;

в  $(n, \gamma)$ -реакциях на тепловых нейтронах проведены измерения времен жизни возбужденных состояний в ядрах  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{33}\text{S}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{58}\text{Fe}$ . Определены времена жизни более 60 возбужденных состояний, из них более половины - впервые.

в области низких скоростей ядер отдачи ( $V/c \sim 10^{-4}$ ) впервые проведена экспериментальная проверка теории торможения и рассеяния в веществах сложного химического состава.

проведены математические расчеты и составлена программа расчетов на ЭВМ тормозных потерь ядер отдачи в диапазоне энергий, соответствующих  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах; рассчитаны зависимости ослабления доплеровского смещения от времени жизни возбужденного состояния с использованием потенциалов взаимодействия Томаса-Ферми и Мольера; составлены программы расчетов для описания формы  $\gamma$ -линии, искаженной доплеровским смещением, и формы  $\gamma$ -линии, искаженной доплеровским уширением.

#### Научная и практическая ценность работы.

Измеренные точные значения энергий  $\gamma$ -квантов могут быть использованы для градуировки спектрометров.

Обнаруженный эффект смещения конверсионных линий вследствие ионизации атома при электронном захвате позволяет получить информацию о процессах, происходящих в атоме при перестройке атомной оболочки.

Открытый эффект сверхтонкого смещения конверсионных линий вследствие взаимодействия К-электрона с магнитным моментом ядра при дальнейшей разработке может быть использован в качестве нового метода определения ядерных дипольных магнитных моментов при совместном измерении разности энергий дублетов конверсионных и

$\gamma$ -линий.

Предложенный метод измерения малых доплеровских смещений был применен нами для определения времен жизни высоковозбужденных состояний ядер в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах и для исследования процессов торможения ядер отдачи в веществе в области малых энергий.

Измеренные значения времени жизни возбужденных состояний ядер могут быть использованы для разработки схем распада и теории.

Апробация работы и публикации по диссертации. Основные результаты работ, изложенные в диссертации, докладывались на 37-43 Всесоюзных и Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (1987-1993), на Семинарах по точным измерениям в ядерной спектроскопии (1988-1992) и на Семинаре по применению  $\gamma$ -спектроскопии высокого разрешения в изучении атомных столкновений и времен жизни возбужденных состояний ядер [Гренобль, Франция, 1992г.], а также на семинарах и ежегодных научных конференциях ИЯИ АН Украины. Они отражены в 27 публикациях, которые приведены в конце автореферата.

#### Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 289 страниц машинописного текста, в том числе 16 таблиц и 60 рисунков. Список литературы содержит 209 наименований на 24 страницах.

#### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении рассматривается актуальность использования точных измерений малых сдвигов энергии конверсионных и  $\gamma$ -линий для исследования атомно-ядерных процессов и делается вывод, что только прецизионная ядерная спектроскопия позволяет решать ряд вопросов, связанных с их изучением. Указывается возможные области применения метода. Дан краткий обзор диссертации по главам.

В первой главе диссертации описаны эксперименты по точному определению энергий  $\gamma$ -переходов с помощью полупроводниковых детекторов.

Разработанная нами методика обработки результатов измерений на ЭВМ при определении энергий и малых смещений энергий

конверсионных и  $\gamma$ -линий заключается в следующем: одна из наиболее интенсивных линий в конверсионном или  $\gamma$ -спектре снимается с максимально возможной статистической точностью. Затем линия в промежутках между экспериментальными точками описывается с помощью метода кубических сплайнов. Эта линия в дальнейшем используется в качестве приборной (табличной) линии, которая определяет экспериментальную форму линии для дальнейшей обработки по методу наименьших квадратов. В процессе подгонки варьируются четыре параметра: фон под табличной и экспериментальной линиями, отношение амплитуд линий и расстояние между ними. При необходимости в процессе обработки вводятся дополнительные параметры, позволяющие лучше описывать экспериментальный спектр (наклон фона, изменение полуширины линии и т.д.). Наиболее существенное отличие нашего метода от аналогичных методов состоит в том, что при определении энергии перехода и малых смещений энергии конверсионных или  $\gamma$ -линий, мы используем в качестве приборной формы линии экспериментальную линию  $\beta$ -спектрометра или данного детектора  $\gamma$ -лучей на исследуемом участке спектра, а расстояние между линиями определяется непосредственно как один из параметров подгонки. В других методах форма линии описывается той или иной математической формулой, а ее положение определяется либо точкой перегиба либо положением центра тяжести пика, что не позволяет добиться той точности, которая характерна для нашего метода.

Правильность определения энергетических расстояний в наших экспериментах можно проверить по положению линий в  $\gamma$ -спектре для переходов с хорошо известными значениями разностей энергий или по положению  $L_1$ ,  $L_2$ - и  $L_3$ - линий в спектре конверсионных электронов. Такую проверку мы провели и она показала, что аппаратура и программы обработки работают нормально. В дальнейшем в процессе работы такая проверка выполнялась на регулярной основе.

При исследовании оже-спектра  $^{191}\text{Os}$  оказалось, что энергия реперной линии  $129431 \pm 5$  эВ имеет погрешность слишком большую для точного определения энергий оже-линий и проведения сравнения с теоретическими расчетами. Нами была поставлена задача определить энергию этого  $\gamma$ -перехода с более высокой точностью.

С этой целью был приготовлен радиоактивный источник, состоящий из смеси трех изотопов:  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{191}\text{Os}$ . Измерения проводились с помощью рентгеновского HPGe-детектора с разрешением

490 эВ на  $\gamma$ -линии 122 кэВ  $^{57}\text{Co}$ . На рис.1 показаны участки  $\gamma$ -спектров с  $\gamma$ 122, которая принималась в качестве приборной линии, и дублета  $\gamma$ 129- $\gamma$ 130. Используя разработанную нами методику измерений и программы обработки спектров, нам удалось определить значение энергии перехода с точностью  $129432 \pm 1$  эВ, что позволило определить энергии оже-линий примерно с такой же точностью и провести сравнение с теорией оже-эффекта Ларкинса.

Распаду  $^{181}\text{Hf}$  посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ, анализ которых был проведен в свое время Железовым. Однако до недавнего времени энергии  $\gamma$ -переходов в распаде  $^{181}\text{Hf}$  были определены с недостаточной высокой точностью, хотя разности энергий ряда конверсионных переходов были уже измерены нами ранее с точностью  $\pm 1$  эВ на магнитном бета-спектрометре  $\mu/2$ . Целью данного исследования было определение с максимально возможной точностью значения энергий трех  $\gamma$ -переходов 133, 345 и 482 кэВ, что позволило бы, используя данные наших предыдущих измерений на  $\beta$ -спектрометре, определить с высокой точностью энергии остальных  $\gamma$ -переходов и существенно уточнить энергии уровней  $^{181}\text{Ta}$ .

При измерениях энергий  $\gamma$ 133,  $\gamma$ 345 и  $\gamma$ 482 кэВ в качестве близких по энергии реперных линий нами были выбраны  $\gamma$ -переходы  $130523.4 \pm 0.4$  эВ  $^{169}\text{Yb}$ ,  $344281.1 \pm 1.9$  эВ  $^{152}\text{Eu}$  и  $484578.0 \pm 1.4$  эВ  $^{192}\text{Ir}$ . Используя методику, описанную выше, мы определили энергии трех переходов значения в распаде  $^{181}\text{Hf} \rightarrow ^{181}\text{Ta}$ :  $133057.4 \pm 1.4$ ,  $345937.1 \pm 3.6$ ,  $482183.9 \pm 3.3$  эВ. Используя эти данные, а также разности энергий переходов, полученные нами ранее в измерениях на  $\beta$ -спектрометре, и правило Ритца для каскадных переходов, мы определили энергии остальных переходов и энергии уровней  $^{181}\text{Ta}$  на порядок величины лучше чем это было известно ранее. Значения энергии переходов приведены в таблице 1, где также для сравнения приведены энергии этих же переходов по последней компиляции данных.

При исследовании спектров оже-электронов нами было обнаружено, что наблюдается различие в энергиях линий Оже при наблюдении его из бета-распада и из электронного захвата. Так при исследовании оже-спектра  $\text{Eu}$ , возникающего при  $\beta^-$ -распаде  $^{153}\text{Sm}$ , и оже-спектра  $\text{Eu}$ , возникающего при электронном захвате  $^{153}\text{Gd}$ , было установлено, что значение энергии наиболее хорошо измеренной  $\text{KL}_2\text{L}_3$ -линии в распаде  $^{153}\text{Gd}$  на  $11.6 \pm 1.0$  эВ больше, чем в распаде  $^{153}\text{Sm}$ .

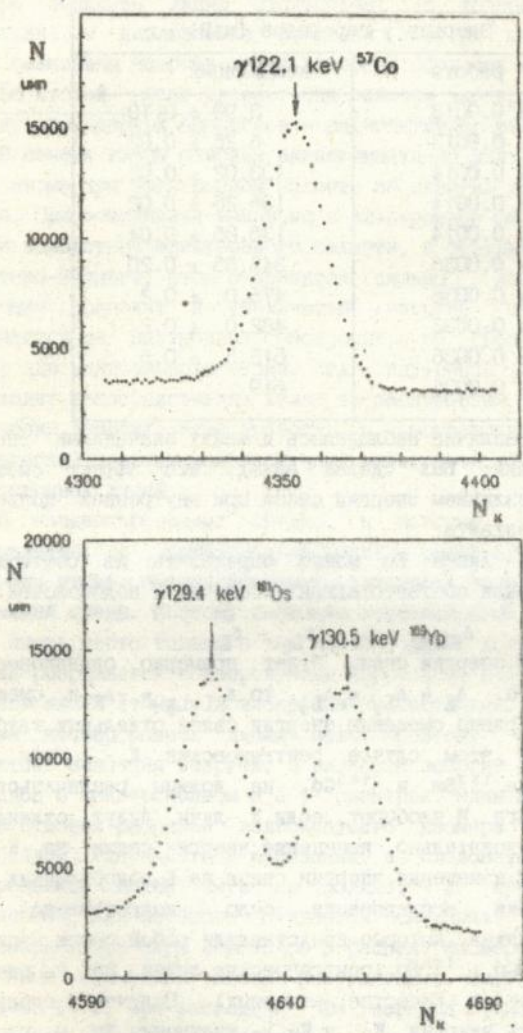


Рис. 1. Участок  $\gamma$ -спектров с 122.1 кэВ  $^{57}\text{Co}$  дублета  $\gamma$ 129.4  $^{151}\text{Os}$  и  $\gamma$ 130.5  $^{151}\text{Os}$

Таблица 1. Энергии переходов  $^{181}\text{Ta}$ .

Энергии $\gamma$ -переходов (кэВ)	
настоящая работа	компиляция
3.7991 $\pm$ 0.0013	3.90 $\pm$ 0.10
6.2197 $\pm$ 0.0013	6.25 $\pm$ 0.02
133.0574 $\pm$ 0.0014	133.02 $\pm$ 0.02
136.2503 $\pm$ 0.0014	136.25 $\pm$ 0.02
136.8565 $\pm$ 0.0014	136.86 $\pm$ 0.04
345.9371 $\pm$ 0.0036	345.85 $\pm$ 0.20
475.9642 $\pm$ 0.0036	476.0 $\pm$ 0.2
482.1839 $\pm$ 0.0033	482.0 $\pm$ 0.2
615.2409 $\pm$ 0.0036	615.5 $\pm$ 0.5
619.0400 $\pm$ 0.0036	619

Примерно такое же различие наблюдалось и между значениями энергий для других оже-линий. Был сделан вывод, что эффект смещения оже-линий вызван различием энергии связи при внутренней конверсии и при электронном захвате.

Смещение  $\text{KL}_2\text{L}_3$ - линии Eu можно определить из соотношения смещений энергии связи соответствующих оболочек и подоболочек:

$$\Delta_{\text{KL}_2\text{L}_3} = \Delta_{\text{K}} - \Delta_{\text{L}_2} - \Delta_{\text{L}_3}.$$

Если изменение энергий связи будет примерно одинаковое на каждой оболочке, т.е.  $\Delta_{\text{K}} \approx \Delta_{\text{L}_2} \approx \Delta_{\text{L}_3}$ , то  $\Delta_{\text{KL}_2\text{L}_3} \approx -\Delta_{\text{K}}$  и смещение оже-линии численно равно смещению энергии связи отдельных глубоких оболочек атома. В этом случае рентгеновские  $\text{X}_\text{K}$ - лучи Eu, измеренные в распаде  $^{153}\text{Sm}$  и  $^{153}\text{Gd}$ , не должны различаться по энергии друг от друга. И наоборот, если  $\text{X}_\text{K}$ -лучи будут отличаться по энергии, то, следовательно, изменение энергии связи на K-оболочке  $\Delta_{\text{K}}$  отлично от изменения энергии связи на L-подоболочках  $\Delta_{\text{L}}$ .

Для проведения исследования было подготовлено два радиоактивных источника, которые представляли собой смеси изотопов  $^{153}\text{Sm} + ^{152}\text{Eu}$  и  $^{153}\text{Gd} + ^{152}\text{Eu}$  (рентгеновские линии Sm в распаде  $^{152}\text{Eu}$  использовались в качестве реперных). Получены следующие результаты: разность энергии  $\text{K}\alpha_1$  и  $\text{K}\alpha_2$  - излучения Eu в распаде  $^{153}\text{Gd}$  и распаде  $^{153}\text{Sm}$  составляет  $0.8 \pm 0.9$  эВ, т.е. изменения энергии связи электронов на K и L - оболочках с точностью до погрешности измерения совпадают и, следовательно, в рентгеновском

спектре смещение линий отсутствует (с точностью до ошибки измерений), а наблюдаемые смещения энергии оже-линий численно равны смещениям энергии связи глубоких оболочек атома.

Во второй главе диссертации описаны эксперименты по изучению ряда атомно-ядерных процессов в радиоактивном распаде.

В начале главы описаны эксперименты по изучению влияния ионизации атома при электронном захвате на энергию конверсионных электронов. При заполнении вакансий в электронной оболочке, образовавшейся вследствие электронного захвата, в результате процессов Оже и Костера-Кронига, атом становится сильно ионизированным. Эта ионизация приводит к увеличению энергии связи электронов, находящихся на внутренних оболочках, по сравнению с энергией связи, для нейтрального атома. Если внутренняя конверсия  $\gamma$ -лучей происходит непосредственно вслед за электронным захватом, то это увеличение энергии связи приводит к соответствующему уменьшению кинетической энергии конверсионных электронов, а значит к смещению конверсионных линий.

В конденсированных средах, к которым относятся обычно используемые в бета-спектроскопии радиоактивные источники, ионизация атома быстро исчезает вследствие захвата электронов из окружающей среды. Поэтому смещение конверсионных линий в спектре будет иметь место только в том случае, если время жизни уровня, который разряжается конверсионным переходом, мало и сопоставимо с временем жизни атома в ионизированном состоянии. Ожидаемые сдвиги энергии конверсионных линий малы. Поэтому мы измеряли не абсолютные значения энергий, а разности энергий двух близлежащих переходов в конверсионном и в  $\gamma$ -спектрах. Один из этих переходов соответствовал разрядке долгоживущего изомера или следовал за  $\beta^-$ -распадом, где заметной ионизации, а, следовательно, и смещения конверсионных линий быть не должно, а другой переход — исследуемый, для которого ожидается смещение. Для исследования были выбраны три пары переходов в распаде изомеров  $^{152}\text{Eu}$  и  $^{184}\text{Re}$  с различными временами жизни возбужденных состояний.

$\gamma_{963}$ — $\gamma_{970}$ . При распаде  $^{152m}\text{Eu}$  переход  $\gamma_{963}$  кэВ происходит сразу после электронного захвата, а период полураспада состояния, которое он разряжает в  $^{152}\text{Sm}$ , составляет  $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-14}$  с. Близкий по энергии переход  $\gamma_{970}$  кэВ происходит в  $^{152}\text{Gd}$  после  $\beta^-$ -распада и для него смещения конверсионных линий не должно быть.

$\gamma$ 1085- $\gamma$ 1089. При распаде долгоживущего изомера  $^{152m}\text{Eu}$   $\gamma$ 1085 кэВ происходит в  $^{152}\text{Sm}$  после электронного захвата на уровень с  $T_{1/2} = 9 \cdot 10^{-13}$  с, а  $\gamma$ 1089 кэВ происходит в  $^{152}\text{Gd}$  после  $\beta^-$ -распада.

$\gamma$ 537- $\gamma$ 539.  $\gamma$ 539 кэВ разряжает уровень  $2^+$   $\gamma$ -вибрационной полосы  $^{184}\text{W}$  с  $T_{1/2} = 1,7 \cdot 10^{-12}$  с непосредственно после электронного захвата в  $^{184}\text{Re}$ , а  $\gamma$ 537 кэВ разряжает изомерное состояние  $5^-$  с  $T_{1/2} = 8 \cdot 10^{-6}$  с. Конверсионная линия этого перехода не смещается.

Измерение конверсионных спектров для всех отобранных пар переходов проводились на магнитном бета-спектрометре высокого разрешения типа  $\pi/2$  со стабилизацией магнитного поля в трех точках. Измерение гамма-спектров исследуемых переходов проводились с помощью детекторов из сверхчистого германия с разрешением 1.8 кэВ на линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$  и эффективностью 40-50%. Обработка интересующих нас участков конверсионного и гамма-спектра проводилась методом вписывания табличной линии по специально разработанным нами программам, которые обсуждались в Главе 1.

На рис.2, в качестве примера, представлены участки конверсионного и гамма-спектра с переходами 963 и 970 кэВ  $^{152m, 152}\text{Eu}$ . Всего для определения разности энергий этой пары линий было выполнено пять измерений конверсионного спектра и девять измерений  $\gamma$ -спектра, подобных приведенному на рисунке.

Результаты всех измерений представлены в таблице 2. Из них следует, что при внутренней конверсии  $\gamma$ 963 кэВ в распаде  $^{152m}\text{Eu}$  наблюдается смещение K-линии на  $(20 \pm 7)$  эВ, которое объясняется изменением энергии связи K-электронов вследствие ионизации атома после электронного захвата. Для конверсионных переходов, разряжаю-

Таблица 2.

Радио-активный нуклид	Исслед. разности энергии, кэВ	$T_{1/2}$ ур. с	Изменен. энергии связи, эВ $\epsilon_1^x - \epsilon_1^0$
$^{152m}\text{Eu}$	963-970	$3 \cdot 10^{-14}$	$20 \pm 7$
$^{152}\text{Eu}$	1085-1089	$9 \cdot 10^{-13}$	$-3 \pm 8$
$^{184m+0}\text{Re}$	539-537	$1.7 \cdot 10^{-12}$	$1 \pm 6$

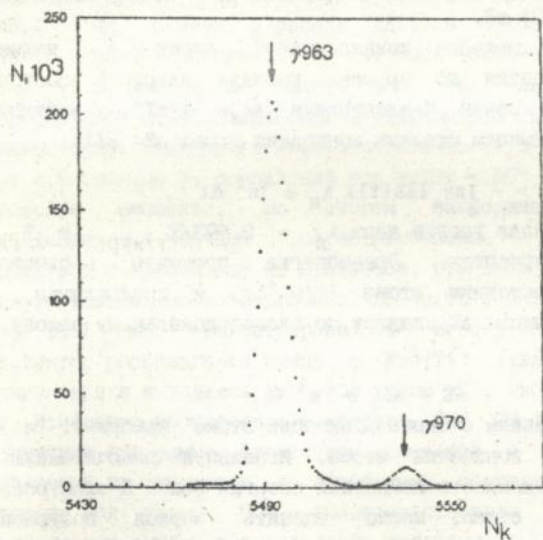
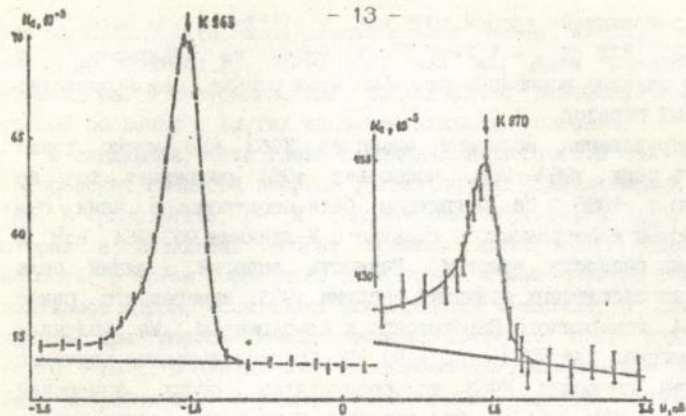


Рис. 2. Участки конверсионного и  $\gamma$  спектров переходов 963 и 970 кэВ

щих более долгоживущие уровни  $1085 \text{ кэВ}$ ,  $2^+ \text{ }^{152}\text{Sm}$  ( $T_{1/2} = 9 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ) и  $903 \text{ кэВ}$ ,  $2^+ \text{ }^{184}\text{W}$  ( $T_{1/2} = 1.7 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ ), эффект не обнаружен - в большинстве случаев ионизация рассасывается раньше, чем происходит конверсионный переход.

Для определения величины смещения  $K_{963} \text{ кэВ}$  можно также использовать пару  $\gamma_{963}-\gamma_{964}$ , поскольку  $\gamma_{964}$  разряжает тот же уровень, что и  $\gamma_{1085}$ . На магнитном бета-спектрометре нами был измерен участок конверсионного спектра с  $K$ -линиями  $963-964 \text{ кэВ}$  и определена их разность энергий. Разность энергий  $\gamma$ -линий была определена из абсолютных значений энергии  $\gamma_{963}$ , измеренного ранее нами, и  $\gamma_{964}$ , измеренного Варбуртоном и Альбургером. Мы получили величину смещения для  $K_{963}$ :  $(20 \pm 9) \text{ эВ}$ . Средневзвешенное значение для величины смещения  $K_{963}$  по результатам обоих измерений составляет:  $\Delta_k = (20 \pm 6) \text{ эВ}$ . Это значение было позже подтверждено работами алма-атинской группы, которая провела измерения конверсионного спектра с  $L$ -линиями  $\gamma_{963}$  и  $\gamma_{964} \text{ кэВ}$  и получила значение  $\Delta = (20 \pm 10) \text{ эВ}$ .

Обнаруженное смещение конверсионной линии  $\Delta_k$  является результатом усреднения по времени распада ядерного состояния изменения энергии связи  $K$ -электронов  $\Delta \epsilon_k = f(\Delta Z)$ , вследствие изменяющейся со временем степени ионизации атома  $\Delta Z = \varphi(t)$ :

$$\Delta_k = - \int_0^{\infty} \Delta \epsilon_k [\Delta Z(t)] \lambda_a e^{-\lambda_a t} dt ,$$

где постоянная распада уровня ядра  $\lambda_a = 0.693/T_{1/2 \text{ур}}$ , а  $T_{1/2 \text{ур}}$  - его период полураспада. Пренебрегая временем образования ионизированного состояния атома ( $\sim 10^{-16} \text{ с}$ ) и предполагая, что степень ионизации атома  $\Delta Z$  спадает по экспоненциальному закону, мы можем написать:

$$\Delta Z = \Delta Z_0 e^{-\lambda_a t} ,$$

где  $\Delta Z_0 = 7.6$  (начальная степень ионизации атома самария), а  $\lambda_a$  - постоянная распада ионизации атома. Используя рассчитанную по программе RAINE зависимость изменения энергии связи  $K$ -электрона от степени ионизации атома, можно оценить период полураспада ионизации, который составляет  $T_{1/2 \Delta} = 0.23 \cdot T_{1/2 \text{ур}} = 7 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ . Это время сопоставимо с временем подхода электронов из ближайшего окружения.

Обнаруженный эффект отражает динамику перестройки оболочки ионизированного атома и при повышении точности измерений может

быть использован для определения времен жизни ядерных состояний вплоть до значений  $T_{1/2} \leq 10^{-13}$  с, или же, если известно время жизни ядерного состояния, для исследования динамики перестройки атомной оболочки в других экспериментальных условиях.

В следующей части Главы 2 описаны эксперименты по измерению доплеровских смещений энергии  $\gamma$ -квантов при радиоактивном распаде  $^{24}\text{Na}$ . В результате  $\beta$ - и  $\gamma$ -процессов образуются ядра отдачи, которые в начальный момент времени приобретает определенную скорость, а затем тормозятся в веществе. Гамма-кванты, испускаемые движущимся ядром, испытывают доплеровское смещение. В большинстве случаев при радиоактивном распаде скорости ядер отдачи малы  $v/c \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ , а значит малы и наблюдаемые доплеровские смещения. Нами разработана методика наблюдения малого доплеровского смещения энергии  $\gamma$ -лучей.

Мы провели два эксперимента с источником  $^{24}\text{Na}$ . Схема распада  $^{24}\text{Na}$  довольно проста. Она включает в себя два уровня 1368 кэВ,  $2^+$  и 4122 кэВ,  $4^+$   $^{24}\text{Mg}$ , причем  $\beta$ -распад идет в основном на верхний уровень. В первом эксперименте мы пытались обнаружить доплеровское смещение  $\gamma 1.3$  МэВ после вылета  $\gamma 2.7$  МэВ. Линия  $\gamma 2.7$  МэВ регистрировалась сцинтилляционным спектрометром NaJ, а  $\gamma 1.3$  МэВ - HPGe-детектором. Нами сравнивалось положение  $\gamma 1.3$  МэВ в одиночном спектре и в спектре  $\gamma\gamma$ -совпадений под углом  $180^\circ$  и определялось доплеровское смещение. Во втором эксперименте измерялись  $\beta\gamma$ -совпадения.  $\beta$ -частицы регистрировались сцинтилляционным спектрометром с кристаллом из стльбена, при этом дискриминатор выделялась только высокоэнергетическая часть  $\beta$ -спектра  $E_\beta > 0.9$  МэВ, а  $\gamma 2.7$  МэВ регистрировалась HPGe-детектором. Обычно HPGe-детектор располагался внизу, а NaJ(Tl) (или стльбен) мог поворачиваться и находился либо под углом  $90^\circ$ , либо под углом  $180^\circ$  к нему. Измерения проводились с помощью ЭВМ СМ-4 по специально разработанной программе. Отсутствие смещений в спектрах  $\gamma\gamma$ - и  $\beta\gamma$ -совпадений по отношению к одиночному спектру при положении детекторов под углом  $90^\circ$  свидетельствовало об отсутствии систематических ошибок в определении смещения.

В результате многократных измерений получены следующие сдвиги энергий  $\gamma$  линий:

$$\gamma 1.3 \text{ МэВ } (T_{1/2}^{\text{уп}} = 1.4 \cdot 10^{-12} \text{ с}): \quad \Delta = 1 \pm 4 \text{ эВ (твердый источник)}$$

$$\Delta = 5 \pm 6 \text{ эВ (жидкий источник)}$$

$\gamma$  2.7 МэВ ( $T_{1/2}^{\text{ур}} = 2.5 \cdot 10^{-14}$  с):  $\Delta = 61 \pm 6$  эВ (твёрдый источник)

Как видно из полученных результатов, доплеровское смещение наблюдается для  $\gamma$ -перехода, разряжающего уровень с малым временем жизни (ядро отдачи при излучении  $\gamma$ -кванта движется) и не наблюдается для  $\gamma$ -перехода, разряжающего уровень с большим временем жизни (большинство ядер отдачи успевает затормозиться до испускания  $\gamma$ -кванта). Проведенный в диссертации теоретический расчет наблюдаемых смещений показывает, что они согласуются с экспериментальными значениями. Исследование  $\beta\gamma$ -угловой корреляции в распаде  $^{24}\text{Na}$ , проведенное позже дубнинской группой, также подтвердило это значение. Описанная методика была в дальнейшем нами усовершенствована и использована для определения времен жизни в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах.

Далее в второй главе изложены результаты экспериментальных исследований эффекта смещения конверсионных линий в  $^{181}\text{Ta}$  вследствие взаимодействия К-электрона с магнитным моментом ядра в условиях нестатистической заселенности компонент сверхтонкой структуры К-уровня конечного атома.

Выражение для смещения конверсионных К-линий имеет вид (Родионов А.А. и др., 1988):

$$\delta E_K = a_{1s1/2} \frac{(J_0 - J)(J_0 + J + 1) - L(L + 1)}{4L} \frac{1 - L\gamma / (L + 1)}{1 + \gamma}, \quad (1)$$

где  $J_0$  и  $J$  - спины начального и конечного состояний ядра;

$L$  - мультипольность перехода;  $\gamma = |M_{x_2}|^2 / |M_{x_1}|^2$ ,  $|x_1| < |x_2|$ ;

$M$  - парциальный конверсионный матричный элемент;

$x = (1 - j)(2j + 1)$ ,  $l$  - и  $j$  - орбитальный и полный моменты электрона;

$a_{n,jx}$  - магнитная дипольная сверхтонкая компонента.

Сверхтонкое смещение конверсионных линий очень мало, поэтому определить его из простого сравнения абсолютных значений энергий К-линий и  $\gamma$ -квантов очень сложно. Нами впервые предложена другая методика, которая заключается в следующем. Мы сравниваем разности энергий К-линий ( $\Delta K$ ) двух близко лежащих переходов с аналогичными разностями для L-линий ( $\Delta L$ ). Так как для L-линий эффект смещения должен быть примерно на порядок меньше, то им можно пренебречь (или приблизительно учесть) и считать, что значение разности ( $\Delta K - \Delta L$ ) определяет величину относительного смещения К-линий.

Для исследования нами были выбраны переходы  $\gamma_{133}(1/2^+ \rightarrow 5/2^+)$   $\gamma_{136}(9/2^+ \rightarrow 7/2^+)$  и  $\gamma_{137}(3/2^+ \rightarrow 5/2^+)$  в  $^{181}\text{Ta}$ , первый из которых мультипольности E2, а остальные мультипольности M1. Ожидаемые сдвиги их конверсионных K-линий, рассчитанные по (1) будут:

$$\delta E_{K_{133}} = -0.83 \text{ эВ}; \delta E_{K_{136}} = -0.76 \text{ эВ}; \delta E_{K_{137}} = +1.45 \text{ эВ}.$$

Относительные смещения K-линий вследствие сверхтонкого взаимодействия должны складываться и наблюдаться для дублетов K137-K133 и K137-K136, а для дублета K136-K133 вычитаться и практически отсутствовать. Этот дублет использовался нами в качестве контрольного для проверки правильности методики эксперимента. Измерения разности энергий K- и L-линий для этих переходов выполнены на магнитном бета-спектрометре  $\pi/2$ . Эффект наблюдается для дублетов K137-K133 и K137-K136. Величина и знак относительных смещений конверсионных линий качественно согласуются с теоретическими расчетами. Однако, ошибка измерений была достаточно велика для количественного сопоставления расчетных и экспериментальных значений смещений конверсионных линий вследствие сверхтонкого взаимодействия. Поэтому нами были проведены дополнительные измерения разности энергии  $\gamma_{137}-\gamma_{133}$  и  $\gamma_{137}-\gamma_{136}$  в одиночном и спектрах  $\gamma\gamma$ -совпадений с окном на  $\gamma_{346}$  и  $\gamma_{482}$  кэВ (см. Рис. 3), что позволило существенно уменьшить ошибки измерений. Результаты обработки всех измерений приведены в таблице 3. В двух последних колонках таблицы приведены экспериментальные и теоретические значения относительных смещений K-линий по отношению к смещению их L- и  $\gamma$ -линий. В качестве неопределенностей экспериментальных значений использованы либо весовая погрешность, либо погрешность разброса - в зависимости от того, какая из них оказывалась больше.

Первые две строчки таблицы относятся к дублету K136-K133, где относительное смещение K-линий экспериментально не наблюдается и не должно наблюдаться по теории. Измеренное значение  $\Delta K = 3192.6 \pm 0.3$  эВ использовалось нами для градуировки  $\gamma$ -спектра по энергии.

Из проведенного исследования следует, что полученное значение величины смещения согласуется по знаку с теоретическим, однако превышает его примерно в два раза и требует дальнейшего исследования. Использование эффекта сверхтонкого смещения конверсионных линий в качестве метода определения ядерных магнитных моментов возможно, но для этого необходимо наладить

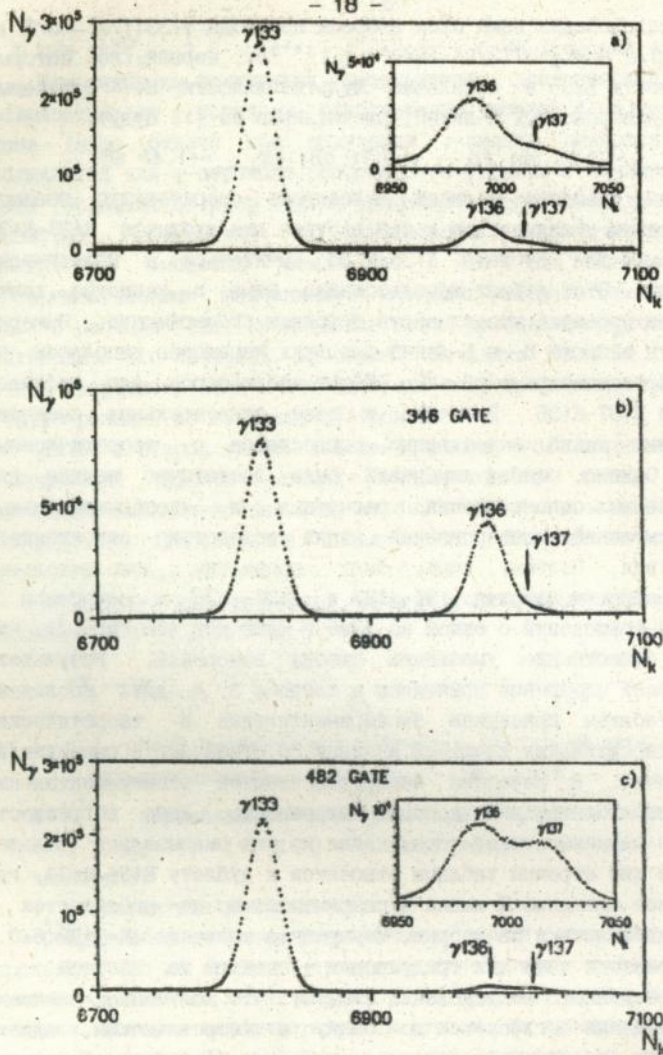


Рис. 3. Участок  $\gamma$ -спектра с  $\gamma_{133}$ ,  $\gamma_{136}$  и  $\gamma_{137}$  кэВ  $^{181}\text{Ta}$ .  
а). одиночный  $\gamma$ -спектр.  
б). спектр  $\gamma\gamma$ -совпадений с окном на  $\gamma_{346}$ .  
в). спектр  $\gamma\gamma$ -совпадений с окном на  $\gamma_{482}$ .

точные измерения разности энергий дублетов  $\gamma$ -линий на кристалл-дифракционных спектрометрах.

Таблица 3. Значения разности энергии дублетов К-, L- и  $\gamma$ -линий для некоторых близлежащих  $\gamma$ -переходов в  $^{181}\text{Ta}$ .

Дублет	$\Delta K$ , эВ	Дублет	$\Delta L$ , $\Delta \gamma$ , эВ	Отн. смещение К-линий ( $\Delta K - \Delta L$ ), ( $\Delta K - \Delta \gamma$ ), эВ	
				эксперимент	теория
K136-K133	3192.6(3)	$L_1 136 - L_1 133$	3193.3(5)	-0.7(6)	+0.04
		$L_3 136 - L_3 133$	3192.3(4)	+0.3(5)	+0.07
K137-K133	3798.4(3)	$L_2 137 - L_2 133$	3794.2(20)	+4.2(20)	+2.27
		$\gamma 137 - \gamma 133$	3794.0(9)	+4.4(9)	+2.28
K137-K136	605.7(3)	$L_2 137 - L_2 136$	601.8(21)	+3.9(21)	+2.12
		$\gamma 137 - \gamma 136$	601.4(9)	+4.3(9)	+2.21

Глава 3 посвящена исследованию атомно-ядерных процессов в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах.

При захвате теплового нейтрона ядром А образуется ядро А+1 в возбужденном состоянии и при этом оно практически не получает импульса отдачи, поскольку тепловые нейтроны имеют очень низкую энергию. Если затем происходит распад с испусканием каскадных  $\gamma$ -квантов, то при испускании первичного  $\gamma$ -кванта ядро получает импульс и приходит в движение. Тогда для вторичного  $\gamma$ -кванта, который излучается движущимся ядром, должно наблюдаться доплеровское смещение. Величина смещения определяется известной формулой:

$$\Delta = E_{\gamma_2} (V/c) \cos \varphi$$

где  $E_{\gamma_2}$  - энергия вторичного  $\gamma$ -кванта, V - скорость ядра отдачи, с - скорость света,  $\varphi$  - угол между направлением движения ядра отдачи и направлением вылета вторичного  $\gamma$ -кванта. Поскольку само движение ядра отдачи индуцируется первичным  $\gamma$ -квантом, то используя закон сохранения энергии и импульса, можно получить еще одну формулу для величины доплеровского смещения в начальный момент времени:

$$\Delta_{max} = 1.07 \cdot 10^3 E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} / A \quad (\text{эВ})$$

где  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$  - энергии первичного и вторичного  $\gamma$ -лучей в МэВ,  $A$ -массовое число. Данная формула позволяет проанализировать зависимость доплеровского смещения от массового числа ядра отдачи. Максимальная величина доплеровского смещения для типичных энергий, наблюдаемых в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах, изменяется от  $\sim 500$  эВ для  $A=25$  до  $\sim 50$  эВ в районе  $A=200$ .

Если процесс происходит в конденсированной среде, то скорость ядра отдачи падает, а значит уменьшается и величина наблюдаемого доплеровского смещения. Измерение величины доплеровского смещения  $\gamma$ -квантов позволяет определять времена жизни возбужденных состояний ядра (если процесс торможения известен) либо изучать процессы торможения ядер отдачи (если известно время жизни ядерного состояния).

Схема опыта для измерения доплеровских смещений приведена на рис.4. Мишень и три детектора (два  $\text{NaJ(Tl)}$  и один  $\text{Ge(Li)}$  (или  $\text{HPGe}$ -детектор)) располагались в одной плоскости, перпендикулярной к пучку нейтронов.  $\text{Ge}$ -детектор служил для измерения вторичных  $\gamma$ -квантов, а два детектора  $\text{NaJ(Tl)}$ , расположенные под углами  $90^\circ$  и  $180^\circ$  к нему, предназначались для регистрации первичных  $\gamma$ -квантов, находящихся с ним в совпадении. Поскольку направление скорости отдачи противоположно направлению вылета первичных  $\gamma$ -квантов, то в спектре совпадений под углом  $180^\circ$   $\cos\varphi = 1$  и вторичные  $\gamma$ -кванты испытывают наибольшее смещение. В спектре совпадений под углом  $90^\circ$   $\cos\varphi = 0$ , доплеровское смещение отсутствует. Сравнивая положения  $\gamma$ -линий в спектрах совпадений под углами  $180^\circ$  и  $90^\circ$  для вторичных  $\gamma$ -квантов, мы можем определить величину доплеровского смещения.

Для проведения измерений времен жизни  $\tau_{\gamma}$  высоковозбужденных состояний ядер на горизонтальном пучке реактора ВВР-М ИЯИ НАН Украины была создана экспериментальная установка, которая изображена на рис.5. Для формирования пучка тепловых нейтронов использовался монокристаллический кремний. Сечение пучка в месте расположения мишени  $\sim 3$  см<sup>2</sup>, мощность потока -  $1.1 \cdot 10^6$  н/с·см<sup>2</sup>. В работе использовалась аппаратура регистрации и анализа сигналов в стандартах ВЕКТОР, КАМАК, NIM и ЭВМ СМ-1420. Электронная часть аппаратуры собрана по стандартной схеме быстро-медленных совпадений. В процессе измерений в блоках памяти ОЗУ накапливались три спектра: спектр  $\gamma\gamma$ -совпадений  $\text{HPGe}$ -детектора с  $\text{NaJ(Tl)}$ -детектором, расположенным под углом  $90^\circ$ , спектр  $\gamma\gamma$ -совпадений

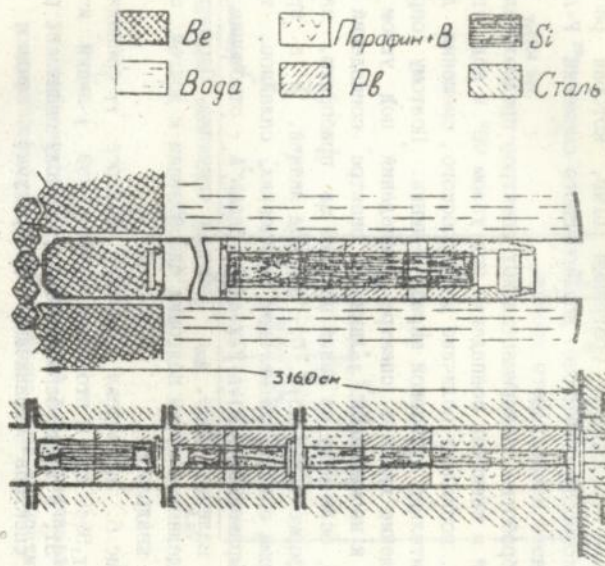
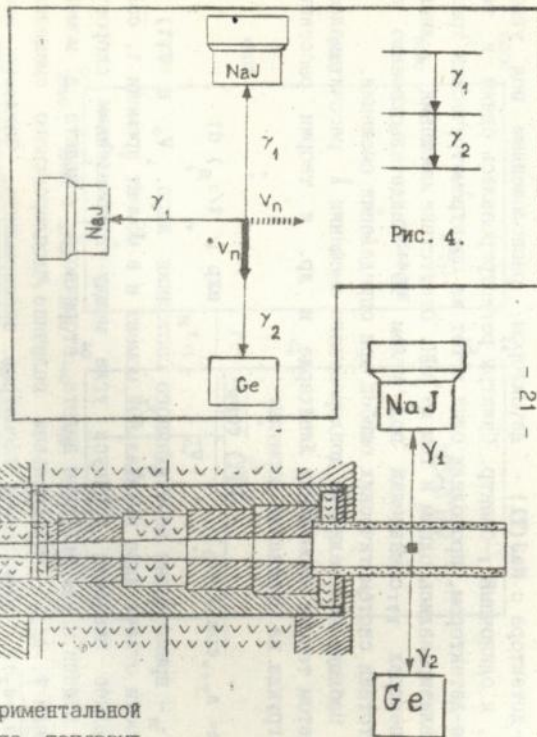


Рис. 5. Схематическое изображение экспериментальной установки для измерения времен жизни в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах на горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ АН Украины



HPGe-детектора с NaJ(Tl) - детектором, расположенным под углом  $180^\circ$ , и одиночный  $\gamma$ -спектр. Спектры регистрировались одним и тем же Ge-детектором, проходили один и тот же спектрометрический тракт и анализировались одним и тем же АЦП. Отсутствие смещений  $\gamma$ -линий в спектрах  $\gamma\gamma$ -совпадений под углом  $90^\circ$  свидетельствовало об отсутствии систематических ошибок при определении смещения.

Наблюдаемая величина доплеровского смещения  $\Delta$  рассчитывалась с учетом теории торможения Линдхарда и др. и теории рассеяния Блаугрунда на основании формулы:

$$\Delta = \Delta_{\max} \overline{\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)} \int \frac{V(t) \overline{\cos\varphi}}{V_0} \frac{1}{\tau_{\text{Я}}} \exp(-t/\tau_{\text{Я}}) dt$$

где  $\tau_{\text{Я}}$  - время жизни возбужденного состояния ядра,  $V_0$  и  $V(t)$  - скорости отдачи ядра в начальный момент и в момент времени  $t$ ,  $\overline{\cos\varphi}$  - среднее значение косинуса угла между направлением скорости ядра отдачи и направлением вылета вторичного  $\gamma$ -кванта в момент времени  $t$ ,  $\Delta_{\max}$  - максимальная величина доплеровского смещения,  $\overline{\cos(\vartheta_1 + \vartheta_2)}$  - учитывает геометрию эксперимента. Согласно этой формулы была составлена программа LIND, которая рассчитывала кривую зависимости ослабления доплеровского смещения  $F = \Delta/\Delta_{\max}$  от  $\tau_{\text{Я}}$  для каждого исследуемого уровня.

При обработке экспериментальных спектров предполагалось, что формы линий в спектрах совпадений под углом  $90^\circ$  и под углом  $180^\circ$  одинаковые, поскольку величины доплеровского смещения достаточно малы относительно приборной ширины  $\gamma$ -линии. Поэтому определялось только смещение линии в спектре совпадений под углом  $180^\circ$  по отношению к несмещенной  $\gamma$ -линии в спектре совпадений под углом  $90^\circ$ . Тогда, если одну из линий принять за приборную, заданную в табличной форме как  $F(x)+C$ ,  $C$  - фон под линией, а в промежутках между точками описать ее методом кубических сплайнов, то другая опишется выражением  $y(x) = A \cdot F(x+\Delta) + D$ . Здесь  $A$  - отношение амплитуд линий,  $D$  - величина фона, а  $\Delta$  - искомое смещение. Параметры  $A$ ,  $C$ ,  $D$  и  $\Delta$  определяются путем подгонки одной линии к другой по методу наименьших квадратов.

На рис.6. приведены участки спектров  $\gamma\gamma$ -совпадений для первичной  $\gamma_{1,3540}$  кэВ и вторичной  $\gamma_{2,4934}$  кэВ  $\gamma$ -линий и реакции  $^{29}\text{Si}(n, \gamma)^{29}\text{Si}$ , а также зависимости  $\chi^2$ , полученные в результате обработки спектров совпадений. Из рисунка видно, что для

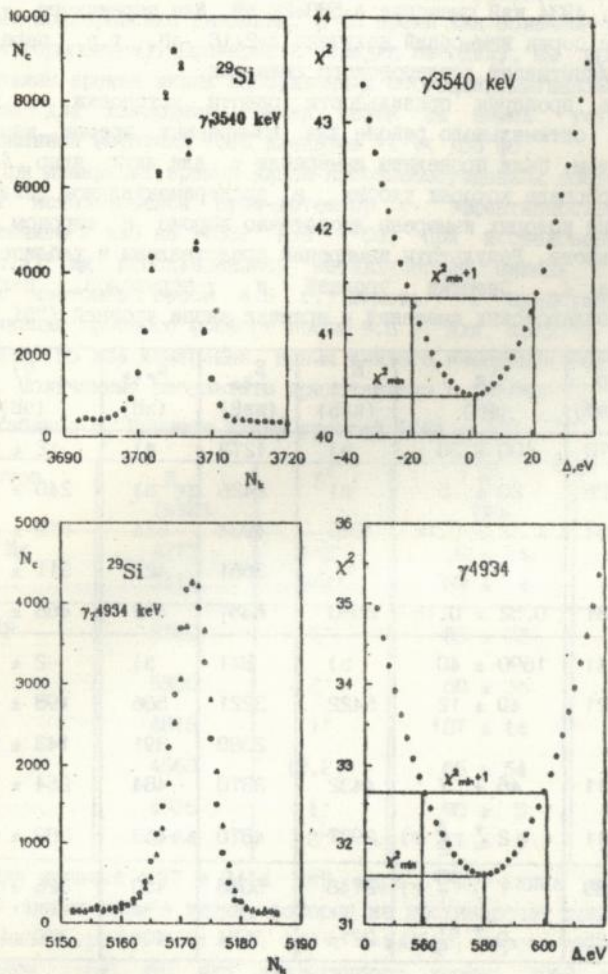


Рис. 6. Участки спектров  $\gamma\gamma$ -совпадений для первичного  $\gamma_1,3540$  и вторичного  $\gamma_2,4934$   $\gamma$ -переходов и зависимости  $\chi^2$

вторичного  $\gamma_2$  4934 кэВ смещение  $\Delta = 580 \pm 22$  эВ. Для первичного  $\gamma_1$  3540 кэВ в той же серии измерений получено  $\Delta = 2 \pm 18$  эВ, т.е. первичный  $\gamma$ -квант не испытывает доплеровского смещения.

С целью проверки правильности работы установки, а также определения оптимального района для измеряемых времен жизни  $\tau$  данным методом, были проведены измерения  $\tau$  для двух ядер  $^{29}\text{Si}$  и  $^{33}\text{S}$ , схемы распада которых удобны в экспериментальном плане и времена жизни которых измерены достаточно хорошо в широком временном диапазоне. Результаты измерений представлены в таблице 4.

Таблица 4. Энергии уровней и  $\gamma$ -переходов, величины доплеровских смещений и времена жизни уровней  $^{29}\text{Si}$  и  $^{33}\text{S}$ .

Изотоп	$E_{ур}$ (кэВ)	$\tau_{я}$ (фс)	$E_{\gamma_1}$ (кэВ)	$E_{\gamma_2}$ (кэВ)	$\Delta_{max}$ (эВ)	$\sigma$ (эВ)
$^{29}\text{Si}$	1273	$400 \pm 30$	в)	1273	в)	$12 \pm 16$
	2426	$20 \pm 5$	в)	2426	в)	$240 \pm 66$
	4934	$1.22 \pm 0.18$	3540	4934	644	$570 \pm 13$
				3661	423	$311 \pm 76$
	6381	$0.52 \pm 0.16$	2093	6381	493	$468 \pm 45$
$^{33}\text{S}$	841	$1690 \pm 40$	в)	841	в)	$-2 \pm 6$
	3221	$40 \pm 12$	5422	3221	566	$198 \pm 18$
				2380	391	$143 \pm 10$
	4211	$46 \pm 7$	4432	3370	484	$254 \pm 50$
	5711	$2 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \frac{4}{2} \text{ г)}$	2927	4870	463	$389 \pm 40$
	5889	$7 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \frac{15}{7} \text{ г)}$	2748	5048	450	$326 \pm 100$
	6425	$9 \begin{smallmatrix} + \\ - \end{smallmatrix} \frac{21}{9} \text{ г)}$	2214	5584	401	$270 \pm 100$

Примечание:

- а) Значения  $\tau_{я}$  взяты из работы Endt, NP, 1990, V. A310, p. 1.
- б) Наблюдаемые значения доплеровского смещения (без поправок на конечные размеры детекторов и случайные совпадения).
- в) Имеется несколько переходов, запитывающих данный уровень.  $E_{\gamma_1}$  и  $\Delta_{max}$  для них не приводятся. г)  $\tau_{я}$  получены в данной работе.

Как видно из таблицы, малым временам жизни уровней соответствуют большие доплеровские смещения, в то время как большим- малые (ядро отдачи тормозится). Проверив и отладив методику, мы приступили к измерениям времен жизни возбужденных состояний. Оптимальным рабочим районом для измерения времен жизни на нашей установке по предложенной методике есть диапазон  $1 < \tau < 150$  фс.

При измерении времен жизни высоковозбужденных состояний  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{32}\text{P}$  использовался HPGe-детектор с эффективностью 50% и разрешением 2 кэВ на  $\gamma$ 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . При исследовании реакции  $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Mg}$  использовалась металлическая мишень с природной смесью изотопов весом 4.6 г. Мишень  $^{31}\text{P}$  представляла собой модификацию красного фосфора весом 9.8 г. Для каждого ядра было проведено по два измерения. Время каждого измерения составляло 90 часов. Полученные результаты представлены в таблице 5.

Таблица 5. Времена жизни уровней  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{32}\text{P}$

Изотоп	$E_{\text{ур}}$ (кэВ)	$I^{\pi}$	F (%)	$\tau$ (фс)
$^{25}\text{Mg}$	4277	1/2 <sup>-</sup>	99 ± 14	< 5
	3414	3/2 <sup>-</sup>	89 ± 4	4 ± 2
$^{32}\text{P}$	5780	1 <sup>-</sup>	83 ± 22	6 + 12 - 6
	5350	2 <sup>-</sup>	68 ± 36	16 + 51 - 16
	4878	1 <sup>-</sup>	107 ± 14	< 3
	4663	(0,2) <sup>-</sup>	65 ± 54	20 + 250 - 20
	4036	1 <sup>-</sup>	90 ± 5	4.1 ± 2.4
	3264	2 <sup>-</sup>	17 ± 5	180 ± 70

Для уровней 4277 и 3414 кэВ ядра  $^{25}\text{Mg}$  ранее существовали только оценки времен жизни, которые не противоречат нашим данным. Время жизни уровня 3414 кэВ, 3/2<sup>-</sup>,  $\tau=4\pm 2$  фс, хорошо согласуется со значением  $\tau=6\pm 1$  фс для аналогичного уровня 3062 кэВ, 3/2<sup>-</sup> зеркального ядра  $^{25}\text{Al}$ . Недавно измеренное в реакциях с тяжелыми ионами время жизни этого уровня  $\tau=9\pm 6$  фс в пределах ошибок также согласуется с нашим значением.

Для ядра  $^{32}\text{P}$  почти все данные новые. Ранее было измерено только время жизни уровня 3264 кэВ,  $\tau=130\pm 30$  фс, которое хорошо

согласуется с полученным значением  $\tau=180\pm 70$  фс.

При измерении времен жизни возбужденных состояний  $^{28}\text{Al}$  использовалась мишень  $^{27}\text{Al}$  с чистотой 99.99%. Полученные значения времен жизни возбужденных уровней ядра  $^{28}\text{Al}$  представлены в таблице 6. Они согласуются с имеющейся компиляцией данных по временам

Таблица 6. Времена жизни уровней  $^{28}\text{Al}$ .

$E_{\text{ур}}$ (кэВ)	$I^{\pi}$	F (%)	$\tau$ (фс)
6200	(2 <sup>+</sup> -4 <sup>+</sup> )	105 ± 47	< 12
5443	2 <sup>-</sup>	79 ± 15	7 ± 5
5135	3 <sup>-</sup>	99 ± 11	< 3
4766	2 <sup>-</sup>	84 ± 6	4 ± 2
4691	3 <sup>-</sup>	88 ± 5	3.0 ± 1.5
3876	2 <sup>-</sup>	65 ± 9	12 ± 4
3591	3 <sup>-</sup>	39 ± 5	36 ± 7
3465	4 <sup>-</sup>	17 ± 5	108 <sup>+</sup> - 29
2138	2 <sup>+</sup>	84 ± 11	4 ± 3
1622	2 <sup>+</sup>	25 ± 6	83 ± 23

для этого ядра, но противоречат данным работы Эл-Акада и др., NR, A283(1977), p.12.

В исследованиях  $\tau_{\text{я}}^{56}\text{Fe}$  использовалась мишень из обогащенного до 99.9%  $^{54}\text{Fe}$  в виде порошка весом 6 г. Проведено два измерения длительностью по 90 часов каждое. Результаты измерений представлены в таблице 7. Для уровней 1919, 2050 и 2470 кэВ проведено сравнение полученных времен жизни  $\tau$  с рассчитанными по оболочечной модели с потенциалами Куо-Брауна и  $\delta$ -поверхностного взаимодействия. Показано, что расчеты с потенциалом Куо-Брауна дают лучшее согласие, чем с потенциалом  $\delta$ -поверхностного взаимодействия.

При измерениях времен жизни  $^{58}\text{Fe}$  использовалась мишень, состоящая из кусочков фольгированного железа массой 4 г, обогащенного до 95% изотопом  $^{57}\text{Fe}$ . Было проведено два измерения длительностью по 85 часов каждое. Результаты измерений представлены в таблице 8. Времена жизни возбужденных состояний 3630, 3537, 3244, 3084, 2876 и 2782 кэВ достаточно хорошо согласуются с временами жизни аналогичных состояний в соседнем четно-четном

ядре  $^{56}\text{Fe}$ . Нами исследованы также времена жизни возбужденных состояний  $^{54}\text{Cr}$ , они обсуждаются в Главе 4.

Таблица 7. Времена жизни уровней  $^{56}\text{Fe}$

$E_{\text{ур}}$ (кэВ)	$I^{\pi}$	$F$ (%)	$\tau$ (фс)
5119		$63 \pm 15$	$8 \pm 5$
4708	$(1/2, 3/2)$	$71 \pm 17$	$6 \pm 4$
4495	$1/2^-$	$73 \pm 11$	$5 \pm 3$
3907	$(1/2, 3/2)$	$94 \pm 20$	$< 5$
3790	$1/2^-$	$78 \pm 35$	$< 16$
3552	$(3/2^-)$	$87 \pm 15$	$< 5$
3285		$68 \pm 30$	$11 \pm 10$
3029	$3/2^-$	$44 \pm 16$	$21 \pm 12$
2470	$3/2^-$	$40 \pm 5$	$21 \pm 4$
2050	$3/2^-$	$59 \pm 8$	$11 \pm 3$
1918	$1/2^-$	$44 \pm 10$	$17 \pm 6$

Далее в главе 3 описано проведенное исследование процессов торможения ядер отдачи в веществах сложного химического состава. Теоретическое описание этих процессов было сделано Блаугрундом на основании теории торможения Линдхарда и др.. Для исследования была выбрана реакция  $^{32}\text{S}(n, \gamma)^{33}\text{S}$  на тепловых нейтронах, в которой хорошо возбуждается уровень 3220 кэВ,  $3/2^-$ , время жизни которого  $\tau = 40 \pm 12$  фс неоднократно измерялось во многих работах. В качестве мишеней были выбраны природная сера, концентрированная 98% и разбавленная 35% серная кислота, а также поликристалл свинцового блеска  $\text{PbS}$ . Результаты экспериментальных данных ослаблений доплеровских смещений  $F$  по отношению к ослаблению доплеровского смещения для природной серы  $F_0$  приводятся в таблице 9, где они сравниваются с теоретически рассчитанными отношениями  $F/F_0$ . (теоретическое отношение  $F/F_0$  практически не зависит от погрешности времени жизни уровня 3220 кэВ). Полученные экспериментальные результаты в пределах ошибок согласуются с расчетами, выполненными по формулам Блаугрунда. Это позволяет сделать вывод о том, что теория Блаугрунда правильно описывает процессы торможения и рассеяния ядер отдачи в веществе сложного химического состава при малых скоростях ядер отдачи  $v/c \sim 10^{-4}$  и ею можно пользоваться для анализа доплеровских смещений  $\gamma$ -лучей в

(n, γ)-реакции на тепловых нейтронах и процессов торможения.

Таблица 8. Времена жизни уровней  $^{58}\text{Fe}$

$E_{ур}$ (кэВ)	$I^{\pi}$	F (%)	$\tau$ (фс)
5414		$124 \pm 28$	$< 1$
5295		$73 \pm 17$	$5 \pm 4$
5221	$1^{(++)}$	$115 \pm 37$	$< 3.5$
5001	$1^+$	$74 \pm 6$	$4.3 \pm 1.4$
4551	$1^+$	$30 \pm 7$	$30 \pm 10$
4444	$1^+$	$59 \pm 39$	$8^+_{-8}$
4323	$1^+$	$49 \pm 17$	$16 \pm 10$
4298	$2^+$	$80 \pm 17$	$4 \pm 3$
4139	$1^+$	$80 \pm 13$	$4 \pm 3$
3882	$1^+$	$93 \pm 8$	$1 \pm 1$
3630	$2^+$	$26 \pm 12$	$37^+_{-16}$
3537	$1^+$	$48 \pm 6$	$15 \pm 4$
3244	$0^+$	$21 \pm 13$	$45^+_{-20}$
3084	$2^+$	$20 \pm 4$	$68 \pm 13$
2876	$2^+$	$19 \pm 5$	$43^+_{-11}$
2782	$1^+$	$11 \pm 3$	$90 \pm 25$

Таблица 9. Экспериментальные и теоретические значения F/F<sub>0</sub>

Мишень	F / F <sub>0</sub>	
	наши измерения	теория
$98\text{H}_2\text{SO}_4$	$1.02 \pm 0.07$	1.0
$35\text{H}_2\text{SO}_4$	$1.31 \pm 0.16$	1.2
PbS	$0.67 \pm 0.11$	0.78

Глава 4 посвящена рассмотрению некоторых вопросов методики определения величины доплеровского смещения и уширения  $\gamma$ -линий в (n, γ)-реакциях на тепловых нейтронах.

Теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию торможения ядер отдачи при скоростях  $v/c \sim 10^{-4}$

очень мало. Мы решили провести самостоятельный расчет кривой тормозных потерь, используя потенциалы взаимодействия наиболее подходящие для нашего диапазона энергий ядер отдачи (Томаса-Ферми и Мольера). Кроме того, при обработке результатов измерений мы предполагали, что формы линий в спектрах  $\gamma\gamma$ -совпадений под углами  $90^\circ$  и  $180^\circ$  одинаковы и доплеровское смещение определялось по смещению одной линии относительно другой. Чтобы подтвердить справедливость такого приближения, мы провели другой расчет, в котором форма  $\gamma$ -линии в спектре  $\gamma\gamma$ -совпадений под углом  $180^\circ$  определялась из свертки доплеровского распределения и приборной формы линии (приборной функции отклика) в зависимости от времени жизни уровня ядра  $\tau_{\text{я}}$ . Нами был проведен также расчет формы  $\gamma$ -линии, искаженной доплеровским уширением и проведено сравнение экспериментальных данных нашей и гренобльской группы для  $^{64}\text{Sr}$ .

В  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах для подавляющего числа случаев энергия ядра отдачи не превышает 1000 эВ. В этом диапазоне энергий электрошум торможением можно пренебречь, а ядерное торможение определяется упругими столкновениями ядер. Для расчета и анализа энергетических потерь удобно пользоваться безразмерными величинами, как это делается в теории Линдхарда. В этих единицах тормозные потери выражаются как  $d\epsilon/d\rho$ .

Для расчета  $d\epsilon/d\rho$  нами использовались потенциал Томаса-Ферми и потенциал Мольера, последний из которых считается наиболее подходящим для описания взаимодействия в низкоэнергетической области. Нами была составлена программа ТОРМ на ЭВМ СМ-4, позволяющая вводить различные потенциалы взаимодействия.

Потенциал Томаса-Ферми имеет вид:

$$V_{TF}(r) = \frac{Z_1 Z_2}{r} e^2 \phi(r)$$

$\phi(r)$  — универсальная функция, заданная в виде таблицы. В нашей программе она интерполируется методом кубических сплайнов. На рис. 7 тормозные потери  $d\epsilon/d\rho$ , рассчитанные с потенциалом взаимодействия Томаса-Ферми представлены кривой 1. В работе Скорка и др. приведены тормозные потери  $d\epsilon/d\rho$ , которые также рассчитаны с потенциалом Томаса-Ферми, но в более грубом приближении. Этим распределением  $d\epsilon/d\rho$  мы широко пользуемся для анализа ослабления доплеровских смещений  $\gamma$ -линий (кривая 2).

Потенциал Мольера имеет вид:

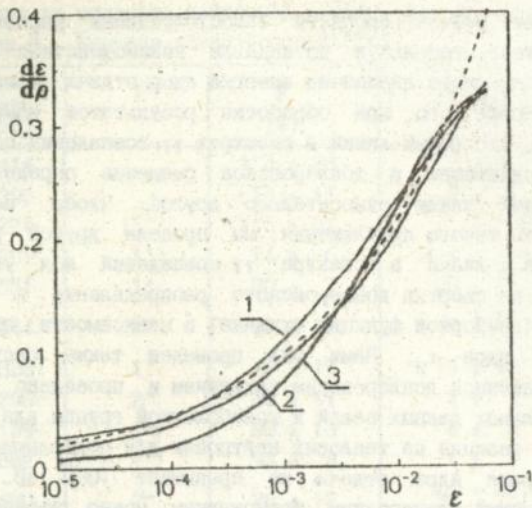


Рис.7. Зависимость тормозных потерь  $d\varepsilon/d\rho$  от  $\varepsilon$  для различных видов потенциалов взаимодействия.

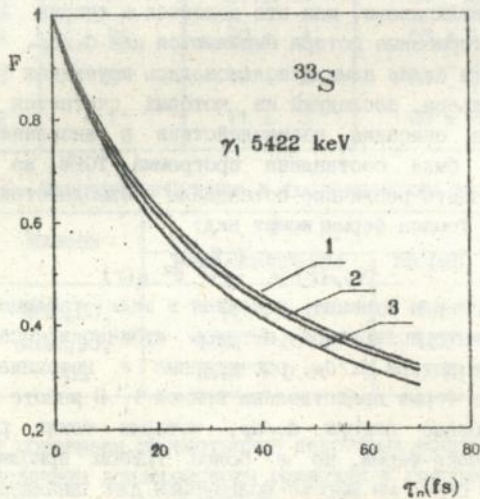


Рис.8. Зависимости ослабления доплеровского смещения  $F$  от времени жизни возбужденного состояния ядра  $\tau$  для  $^{33}\text{S}$

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2}{r} e^2 (0.35 \exp(-0.3x) + 0.55 \exp(-1.2x) + 0.10 \exp(-6.0x)),$$
 где  $x = r/a_{TF}$ . Зависимость  $d\epsilon/d\rho$ , рассчитанная с потенциалом Мольера, представлена кривой 3. Как видно из рис.7, кривые мало отличаются друг от друга. Во многих случаях при анализе удобно иметь аналитическое выражение для тормозных потерь. Достаточно хорошим приближением является зависимость  $d\epsilon/d\rho = \frac{3}{\sqrt{\epsilon}}$ . Она представлена на рис.7 пунктирной линией. Все эти распределения  $d\epsilon/d\rho$  используются нами в программах вычисления времени жизни уровней из ослабления доплеровского смещения.

На рис.8 приведена зависимость ослабления доплеровского смещения  $F$  от времени жизни возбужденного состояния  $\tau_J$  для  $\gamma_{15422}$  кэВ  $^{33}\text{S}$ , рассчитанная с использованием тормозных потерь для различных потенциалов взаимодействия: 1 - тормозные потери взяты из работы Скорка и др.; 2 - тормозные потери рассчитаны с потенциалом Мольера; 3 - тормозные потери рассчитаны с потенциалом Томаса-Ферми. Они показывают, что если  $\tau_J \leq 80$  фс, то использование различных зависимостей  $d\epsilon/d\rho(\epsilon)$  не приводит к изменению значения  $\tau_J$  более чем на 15%.

Нами получено выражение для распределения  $\gamma$ -лучей по доплеровскому смещению их энергии, которое имеет вид:

$$\frac{dN}{d\Delta} = \frac{6ak}{\Delta_{max}} \left( \frac{\Delta}{\Delta_{max}} \right)^{k-1} \exp \left[ -6a \left( 1 - \left( \frac{\Delta}{\Delta_{max}} \right)^k \right) \right]$$

где  $a = \epsilon_1^{1/6} \frac{\tau_0}{\tau_J}$ ,  $k = \frac{1}{3(G(r)/r + 1)}$ ,

Имея доплеровское распределение энергий  $\gamma$ -квантов  $dN/d\Delta$ , а также приборную форму линии  $\Phi(E)$  ( $\gamma$ -линия, снятая в спектре совпадений под углом  $90^\circ$ ), мы можем рассчитать форму  $\gamma$ -линии  $N(E)$ , искаженную доплеровским смещением (измеренную в спектре совпадений под углом  $180^\circ$ ):

$$N(E) = \int_0^{\Delta_{max}} \frac{dN}{d\Delta} \Phi(E + \Delta) d\Delta$$

Для расчетов  $N(E)$  была написана программа **LEBEN**, в которой рассчитываемая форма линии подгонялась под экспериментальную по методу наименьших квадратов. При этом варьировались четыре параметра: отношение амплитуд линий, фоны под рассчитываемой и экспериментальной линиями и время жизни уровня  $\tau_J$ . В результате

таких расчетов мы можем определять неизвестное время жизни уровней  $\tau_{\text{Я}}$  или исследовать различные зависимости тормозных потерь  $d\epsilon/\rho$ , если известно  $\tau_{\text{Я}}$ .

Для целого ряда исследованных нами уровней по этой программе были определены значения времени жизни  $\tau_{\text{Я}}$ . Эти значения сравнивались со значениями  $\tau_{\text{Я}}$ , полученными нами ранее из расчетов ослабления доплеровского смещения  $F(\tau_{\text{Я}})$ . Оказалось, что они в пределах 10% согласуются между собой. Это позволяет сделать вывод, что наша прежняя обработка результатов измерений, в которой  $\tau_{\text{Я}}$  определялось из смещения  $\gamma$ -линии под углом  $180^\circ$  по отношению к  $\gamma$ -линии под углом  $90^\circ$  в спектрах  $\gamma\gamma$ -совпадений, является оправданной.

Нами также получено выражение для распределения  $\gamma$ -лучей по доплеровскому уширению их энергии, которое имеет вид:

$$\frac{dN}{d\Delta} = \frac{a}{\Delta_{\text{max}}^2} \int_{|\Delta|}^{\Delta_{\text{max}}} \exp\left[-6a \left(1 - \left(\frac{\Delta^*}{\Delta_{\text{max}}}\right)^{1/3}\right)\right] \left(\frac{\Delta^*}{\Delta_{\text{max}}}\right)^{-3/5} d\Delta^*$$

Учтем влияние угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций на доплеровское распределение  $\gamma$ -квантов. Первичные  $\gamma$ -лучи, как правило, имеют мультипольность  $E1$  или  $M1$ . Тогда угловые  $\gamma\gamma$ -корреляции будут иметь вид:

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos\theta) = 1 + \frac{A_2}{2} (3\cos^2\theta - 1)$$

и доплеровское распределение с учетом угловых  $\gamma\gamma$ -корреляций запишется следующим образом:

$$\frac{dN}{d\Delta} = \frac{a}{\Delta_{\text{max}}^2} \int_{|\Delta|}^{\Delta_{\text{max}}} W\left(\frac{\Delta}{\Delta^*}\right) \exp\left[-6a \left(1 - \left(\frac{\Delta^*}{\Delta_{\text{max}}}\right)^{1/3}\right)\right] \left(\frac{\Delta^*}{\Delta_{\text{max}}}\right)^{-3/5} d\Delta^*$$

Для нахождения доплеровского распределения  $dN/d\Delta$  по формулам были составлены программы расчетов на ЭВМ. Была также составлена программа расчетов экспериментальной формы линии, которая получается из свертки приборной функции отклика и распределения. По этим программам был проведен анализ экспериментальных форм линий для некоторых переходов в  $^{54}\text{Cr}$ , измеренных в нашей работе и в работе гренобльской группы.

Времена жизни возбужденных состояний  $^{54}\text{Cr}$  были изучены в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах. Всего было проведено пять измерений длительностью 70-80 часов каждое. Результаты измерений представлены в табл.10, где они сравниваются с другими работами.

Таблица 10. Времена жизни  $\tau_{\text{я}}$  уровней  $^{64}\text{Ge}$ .

$E_{\text{ур}},$ кэВ	$\Gamma^{\text{п}},$	$E_{\gamma},$ кэВ	$F,$ %	$\tau_{\text{я}},$ фс		
				наша работа	раб./205/	раб./197/
4013	0*	3178	$88 \pm 11$	$2 \begin{smallmatrix} +3 \\ -2 \end{smallmatrix}$		
3720	1*, 2*	3720	$66 \pm 11$	$11 \pm 5$	< 43	$31 \pm 5$
3437	2*	2602	$59 \pm 7$	$13 \pm 4$	< 15	
3393		2558	$41 \pm 15$	$26 \begin{smallmatrix} +2 \\ -1 \end{smallmatrix}$	< 27	
3074	2*	2239	$81 \pm 6$	$5 \pm 2$	< 25	$13 \pm 2$

Примечание: Работа /205/-N.P., 1980, A337, p.1, /197/-Гренобль.

Времена жизни, приведенные в последней колонке, не согласуются с нашими значениями. Они получены в Гренобле с помощью двухкристалльного спектрометра GAMS-4 в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах. Как и в нашем случае, у них ядра получают импульс отдачи за счет вылета первичных  $\gamma$ -лучей. Однако мы наблюдаем доплеровское смещение  $\gamma$ -линий, в то время как в работе гренобльской группы наблюдают доплеровское уширение  $\gamma$ -линий.

Используя подходы, разработанные в данной главе, мы провели анализ полученных данных и показали, что различие значений  $\tau_{\text{я}}$ , полученных в нашей работе и в работе гренобльской группы, в значительной степени связано с различием теорий, используемых для описания процессов торможения ядер отдачи в веществе. Как видно из Таблицы 11 наблюдается удовлетворительное согласие значений  $\tau_{\text{я}}$ , если для обработки результатов измерений использовать одну и ту же теорию Линдхарда и др..

Таблица 11. Анализ значений  $\tau_{\text{я}}$  уровней 3074 и 3720  $^{64}\text{Ge}$ .

$E_{\text{ур}},$ кэВ	Время жизни уровня $\tau_{\text{я}},$ фс			
	Наша работа	Результаты работы/197/при использовании различных доплеровских распределений $\gamma$ -лучей		
		работа/197/	Теория Линдхарда	
			без учета $\gamma(\theta)$	с учетом $\gamma(\theta)$
3074	$5 \pm 2$	$13 \pm 2$ ( $13.8 \pm 1.2$ )	$8.8 \pm 0.4$	$7.6 \pm 0.9$
3720	$11 \pm 5$	$31 \pm 5$ ( $25 \pm 4$ )	$19.0 \pm 0.8$	$17.4 \pm 1.1$

В приложении к диссертации приведены экспериментальные спектры  $\gamma\gamma$ -совпадений и таблицы вероятностей  $\gamma$ -переходов в единицах Вейскопфа для исследованных возбужденных состояний ядер.

В заклучении излагаются основные результаты настоящего исследования, которые сводятся к следующему:

1. Разработан метод измерения энергии  $\gamma$ -квантов на гамма-спектрометрах с HPGe-детекторами в некоторых случаях по точности близкий к точности кристалл-дифракционных спектрометров. С помощью разработанного метода удалось решить ряд важных физических задач:

а). Проведены точные измерения энергии  $\gamma$ -перехода  $129432 \pm 1$  эВ  $^{191}\text{Ir}$ , что позволило, используя результаты измерений оже-спектров на  $\beta$ -спектрометре  $\pi\sqrt{2}$ , определить энергии KLL-линий оже-спектра Ir примерно с такой же точностью и провести сравнение с теорией Ларкинса, что ранее было сделать невозможно из-за большой погрешности в значении энергии  $\gamma_{129}$ .

б). Определены значения энергии  $\gamma$ -квантов в распаде  $^{181}\text{Hf}$ :  $133057.4 \pm 1.4$ ,  $345937.1 \pm 3.6$ ,  $482183.9 \pm 3.3$  эВ. Это позволило определить энергии остальных переходов и энергии уровней  $^{181}\text{Ta}$  примерно с такой же точностью, что на порядок величины лучше, чем в ранее известных работах.

с). При измерениях спектров рентгеновских K $\alpha$ -линий Eu из распада  $^{153}\text{Gd}$  и  $^{152}\text{Sm}$ , в пределах точности эксперимента ( $0.8 \pm 0.9$  эВ), не обнаружено смещения рентгеновских линий, связанных со способом образования вакансии (электронный захват или  $\beta$ -распад). Это показывает, что наблюдаемое при электронном захвате изменение энергии связи электрона примерно одинаковое как на K-, так и на L-оболочках.

2. Обнаружен эффект смещения конверсионных линий вследствие ионизации атома после электронного захвата. Для K-линии внутренней конверсии  $\gamma$ -перехода 963 кэВ, разряжающего состояние  $1^-$  ( $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-14}$  с) в распаде  $^{152}\text{Eu}$ , измеренное смещение составляет  $20 \pm 6$  эВ. Не обнаружено смещений конверсионных линий, разряжающих более долгоживущие уровни 1085 кэВ  $2^+$  ( $T_{1/2} = 9 \cdot 10^{-13}$  с) в  $^{152}\text{Sm}$  и 903 кэВ,  $2^+$  ( $T_{1/2} = 1.7 \cdot 10^{-12}$  с) в  $^{184}\text{W}$ . Это показывает, что ионизация атома исчезает раньше, чем происходит разрядка возбужденного состояния.

Сделана оценка времени жизни атома в ионизированном состоянии, которое возникает после электронного захвата. Получено

значение  $T_{1/2} = 7 \cdot 10^{-15}$  с, что в конденсированных средах сопоставимо с временем подхода электронов из ближайшего окружения атома.

3. Создана методика измерения малых доплеровских смещений  $\gamma$ -линий в радиоактивном распаде при излучении  $\gamma$ -кванта ядром отдачи, которое пришло в движение в результате испускания ядром  $\beta$ -частицы или  $\gamma$ -кванта. Измерено доплеровское смещение  $\gamma 2754$  кэВ, разряжающего уровень 4123 кэВ,  $4^+$  ( $T_{1/2} = 3.5 \cdot 10^{-14}$  с) при  $\beta^-$ -распаде ядра  $^{24}\text{Na}$ . Величина смещения составляет  $61 \pm 6$  эВ при энергиях  $\beta$ -частиц  $E_{\beta} \geq 0.9$  МэВ. Она согласуется с теоретическими расчетами и с экспериментальным значением, полученным позже Дубнинской группой. Не обнаружено доплеровское смещение  $\gamma 1368$  кэВ в результате движения ядра отдачи после испускания  $\gamma 2754$  в радиоактивном распаде  $^{24}\text{Na}$ . Время жизни уровня 1368 кэВ достаточно велико ( $T_{1/2} = 1.95 \cdot 10^{-12}$  с) и ядро успевает затормозиться до испускания  $\gamma 1368$  кэВ.

4. Впервые экспериментально наблюдался эффект сверхтонкого смещения конверсионных линий в  $^{181}\text{Ta}$  вследствие взаимодействия К-электрона с магнитным моментом ядра. Величина смещения составляет  $4.4 \pm 0.9$  эВ для разности К137-К133. Значение смещения по знаку совпадает с теоретическими предсказаниями, но по величине несколько превышает его. При дальнейшем развитии теоретических и экспериментальных исследований возможно использование измерения смещения конверсионных линий вследствие сверхтонкого взаимодействия в качестве одного из методов для определения магнитных моментов ядер.

5. Предложен и разработан новый метод измерения времен жизни возбужденных состояний ядер в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах. Метод основан на измерении ослабления доплеровского смещения энергии вторичных  $\gamma$ -квантов в спектрах  $\gamma\gamma$ -совпадений с первичными  $\gamma$ -квантами под углами  $180^\circ$  и  $90^\circ$ .

6. Создана экспериментальная установка на горизонтальном канале реактора ИЯИ АН Украины, позволяющая измерять времена жизни возбужденных уровней ядер в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах.

7. Исследованы времена жизни высоковозбужденных состояний ядер  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{P}$ ,  $^{33}\text{S}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ . В целом измерены времена жизни более 60 состояний изученных ядер, из них около половины - впервые.

Проведено сравнение полученных экспериментальных данных для исследованных ядер с имеющимися теоретическими расчетами. Из сравнения экспериментальных данных для ядра  $^{55}\text{Fe}$  с расчетами по оболочечной модели с потенциалом Куо-Брауна и с потенциалом  $\delta$ -поверхностного взаимодействия показано, что возбужденные состояния  $^{55}\text{Fe}$  лучше описываются потенциалом Куо-Брауна. Полученные экспериментальные данные о временах жизни могут способствовать дальнейшему развитию теории.

8. Проведена экспериментальная проверка теории торможения Линдхарда и др. и теории рассеяния Блаугрунда в веществах простого и сложного химического состава в  $(n, \gamma)$ -реакции при малых скоростях ядер отдачи  $V/c \sim 10^{-4}$ . Показано, что эти теории правильно описывают рассеяние и торможение ядер отдачи и могут быть использованы для определения времен жизни возбужденных ядерных состояний. Созданы программы теоретического расчета ослаблений доплеровского смещения в зависимости от времени жизни возбужденного состояния ядра  $\tau_{\text{я}}$  в веществах простого и сложного химического состава, в основу которых положены теория торможения Линдхарда и др. и теория рассеяния Блаугрунда.

9. Составлена программа и проведен расчет на ЭМ тормозных потерь ядер отдачи в диапазоне энергий, соответствующих  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах. В расчете использованы потенциалы взаимодействия Томаса-Ферми и Мольера. Показано, что эти кривые тормозных потерь мало отличаются друг от друга, а также от кривой, приведенной в работе Скорка и др. и зависимости, описываемой формулой  $\sqrt{\epsilon}$ . Рассчитаны зависимости ослабления доплеровского смещения  $F$  от времени жизни возбужденного состояния  $\tau_{\text{я}}$  с использованием различных кривых тормозных потерь. Оказалось, что если  $\tau_{\text{я}} \leq 80$  фс, то использование разных кривых  $F(\tau_{\text{я}})$  не приводит к изменению значения  $\tau_{\text{я}}$  более, чем на 15%.

10. Получено выражение для описания доплеровского смещения энергии  $\gamma$ -линии. Составлена программа расчетов для описания формы  $\gamma$ -линии, искаженной доплеровским смещением. Показано, что в пределах 10%, значения  $\tau_{\text{я}}$ , полученные из расчетов ослабления доплеровского смещения, согласуются с  $\tau_{\text{я}}$ , полученными из расчетов формы  $\gamma$ -линии. Это оправдывает принятый нами способ обработки результатов измерений при определении  $\tau_{\text{я}}$ .

Получено выражение для описания доплеровского распределения

энергии вторичных  $\gamma$ -квантов в направлении детектора, которое соответствует несмещенному уширенному распределению. Составлена программа расчетов для описания формы  $\gamma$ -линии, искаженной доплеровским уширением. По этим программам проведены сравнение и анализ значений  $\tau_{\gamma}$  для некоторых переходов  $^{54}\text{Cr}$ , полученных в нашей работе и в работе Гренобльской группы. Наблюдается удовлетворительное согласие значений  $\tau_{\gamma}$ , если для обработки результатов измерений использовать одну и ту же теорию. Поскольку методики исследования в нашей работе и работе Гренобльской группы существенно разные, то это согласие подтверждает как правильность разработанной нами методики измерения времен жизни высоко-возбужденных состояний ядра, так и правильность используемых теорий торможения и рассеяния.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Булгаков В.В., Казновецкий А.Б., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Точные измерения энергии KLL-группы оже-электронов Iг и Iи. // В кн.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии, ч.1. Вильнюс, Изд. Ин-та физики, 1992, С.6-11.
2. Булгаков В.В., Казновецкий А.Б., Кирищук В.И., Коваленко С.А., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Исследование эффекта зависимости энергии KLL-группы оже-электронов Iг и Iи от способа возбуждения атома // Изв. АН СССР. Сер. физ., - 1991 - т.55-№11-С.2147-2153.
3. Булгаков В.В., Кирищук В.И., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Сидюренко Л.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Исследование распада  $^{181}\text{Hf}$  // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1988, Т.52, С.32-36.
4. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Олейник В.С., Полянский А.Л., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Измерение с высокой точностью энергий переходов в распаде  $^{181}\text{Hf}$  // Тезисы докл. 39 Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра. -Л.-1989-С.116.
5. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Энергии и интенсивности  $\gamma$ -лучей из распада  $^{181}\text{Hf}$  // Тезисы докл. 37 Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра. -Л.-1987-С.139.
6. Булгаков В.В., Кирищук В.И., Купряшкин В.Т., Лашко А.П.,

- Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Эффект зависимости энергии оже-электронов от способа возбуждения атома. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, Т. 53, С. 2120-2124.
7. Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Поиск зависимости энергии  $X_{\alpha}$ -лучей от способа образования вакансии на К- оболочке // Тезисы докл. 39 Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра. -Л.-1989-С.222.
  8. Булгаков В.В., Гаврилюк В.И., Киришук В.И., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Францев Ю.Е. Обнаружение эффекта смещения К- линии внутренней конверсии перехода 963 кэВ вследствие ионизации атома после электронного захвата  $^{152m}\text{Eu}$  // Изв. АН СССР, сер. физ., 1987. -Т. 51. -С. 1874-1882.
  9. Булгаков В.В., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Смещение линий внутренней конверсии  $\gamma$ -лучей вследствие ионизации атома после электронного захвата. В кн.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии. Вильнюс, Изд. Ин-та физики АН Лит.ССР, 1988, с. 19-23.
  10. Булгаков В.В., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Подтверждение существования эффекта смещения линии K963 в распаде  $^{152m}\text{Eu}$ . // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, Т. 53, С. 35-37.
  11. Булгаков В.В., Гаврилюк В.И., Киришук В.И., Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Музалев П.Н., Сидоренко Л.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Определение параметра проникновения для E1- компоненты перехода  $\gamma_{537}$ , разряжающего уровень 1285 кэВ,  $5^{-184}\text{W}$  // Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, Т. 51, С. 1915-1918.
  12. Булгаков В.В., Гаврилюк В.И., Киришук В.И., Купряшкин В.Т. и др. Определение КВК на К-оболочке  $\gamma_{537}$  кэВ в распаде  $^{184}\text{Re}$  // Тезисы докл. 37 Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра. -Л.-1987-С.141.
  13. Купряшкин В.Т., Митрохович Н.Ф., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Наблюдение доплеровского смещения  $\gamma$ -линии при радиоактивн. распаде  $^{24}\text{Na}$  // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, Т. 53, С. 2-6
  14. Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Наблюдение доплеровского смещения  $\gamma$ -линии при радиоактивном распаде  $^{24}\text{Na}$ . В кн.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии. Вильнюс, Изд. Ин-та физики АН Лит.ССР, 1988, С. 86-91.
  15. Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Остащенко Б.В., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Определение разности энергии переходов  $\gamma_{133}$ ,

- $\gamma_{136}$  и  $\gamma_{137}$  в  $^{161}\text{Ta}$  // Изв. РАН, Сер. физ. -1994-Т.58-№1-С.43-46.
16. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Измерение времен жизни ядер в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, Т.53, С.2125-2129
  17. Kuryashkin V., Feoktistov A. Doppler shift attenuation lifetime measurements of excited nuclear levels after thermal neutron capture // Workshop on application of high resolution gamma-spectroscopy in studies of atomic collisions and nuclear lifetimes. - ILL, Grenoble-France- 1992-92HGB16T-P.235-241.
  18. Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Измерение времени жизни высокоэнергетических состояний ядра, возбуждаемых в  $(n, \gamma)$ -реакциях на тепловых нейтронах // В кн.: Вопросы точности в ядерной спектроскопии. Вильянос, Изд. Ин-та физики АН Лит.ССР, 1990. -С.85-90.
  19. Кондратьев В.Н., Кравец Н.С., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В. и др. О доплеровских искажениях  $\gamma$ -линий в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах // Препринт КИЯИ-92-5-1992-20С.
  20. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Новые данные о временах жизни высоковозбужденных состояний  $^{25}\text{Mg}$  и  $^{32}\text{P}$  // Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, Т.54, С.844-845.
  21. Олейник В.С., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Измерение времен жизни высоковозбужденных состояний  $^{26}\text{Al}$  // Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, Т.54- С.846-847.
  22. Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Времена жизни уровней  $^{66}\text{Fe}$ , возбуждаемые в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990, Т.54, С.2145-2148
  23. Кравец Н.С., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Измерение времен жизни возбужденных состояний  $^{66}\text{Fe}$  в  $(n, \gamma)$ -реакции на тепловых нейтронах // Изв. АН СССР Сер. физ. - 1990- Т.54- С.2126-2130.
  24. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Исследование процессов торможения ядер отдачи  $^{32}\text{S}$  в веществах сложного химического состава // Изв. РАН, сер. физ. -1992-Т.56-№5-С.46-49.
  25. Кошутский Ю.Е., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Исследование процессов торможения ядер отдачи  $^{32}\text{S}$  в  $\text{PbS}$  // Тезисы докл. 37 Совещания по ядерной

- спектр. и структ. атомного ядра.-Л.-1987-С.141.
26. Коваленко С.А., Комутский Ю.Е., Купряшкин В.Т. и др. Измерение уровней  $^{64}\text{Cu}$  в (n, $\gamma$ )-реакции на тепловых нейтронах.// Изв. АН СССР. Сер. Физ.-1991.-С.2156-2160.
27. Кондратьев В.Н., Кравец Н.С., Купряшкин В.Т., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П. Исследование процессов торможения ядер отдачи в веществе при малых энергиях (< 1 кэВ) //Тезисы докл. Международного совещания по ядерной спектр. и стр.атомного ядра. -Л.- 1992-С.43.

КУПРЯШКИН Владимир Тихонович

ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНО-ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ  
СДВИГОВ КОНВЕРСИОННЫХ И  $\gamma$ -ЛИНИИ

(Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук)

Подписано в печать: 10.05.94. Формат 60x90/16. Бум. офс. Офс. печ.  
Усл. печ. л. 2,5 Тираж 100 экз. Заказ 34

---

СКТБ с ЭП Института ядерных исследований Национальной АН Украины  
252028, Киев-28, проспект Науки, 47

---

26. [Illegible text]
27. [Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

458031

AB 30.306

**AB 30.306**